

## КОСМИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

С. А. Хайбрахманов<sup>1,2</sup>, А. Е. Дудоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, <sup>2</sup>Челябинский  
государственный университет

Лекция посвящена наблюдательным и теоретическим аспектам исследований магнитных полей в космосе. Обсуждаются основные методы определения интенсивности и геометрии магнитного поля. Приводятся данные о магнитных полях астрофизических объектов. Рассматриваются основные теории происхождения магнитного поля космических объектов. Особое внимание уделяется роли магнитного поля в процессе звездообразования.

## COSMIC MAGNETIC FIELD

S. A. Khaibrakhmanov<sup>1,2</sup>, A. E. Dudrov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ural Federal University, <sup>2</sup>Chelyabinsk State University

The lecture is dedicated to observational and theoretical aspects of investigations of cosmic magnetic fields. Main methods for determination of the strength and geometry of the magnetic field are discussed. Observational data on the magnetic fields in astrophysical objects are given. We consider main theories of the cosmic magnetic field origin. Special attention is paid to the role of the magnetic field in star formation.

## Введение

Как показывают наблюдения, магнитные поля присутствуют в большинстве космических объектов. Основные компоненты галактик — звезды и межзвездный газ — состоят из полностью или частично ионизованной плазмы, поэтому их динамика управляется электромагнитной силой. Во многих случаях влияние магнитного поля на космическую плазму является определяющим. Крупномасштабные электростатические поля в космосе отсутствуют, что обусловлено квазинейтральностью плазмы.

Данная лекция посвящена обзору основных аспектов исследования космического магнитного поля. Приводятся распространенные

методы измерения магнитного поля, а затем обсуждаются геометрия и характерные значения напряженности магнитного поля Галактики, межзвездной среды, молекулярных облаков, молодых звезд с аккреционными дисками. Рассматриваются основные теории происхождения магнитного поля в космосе. Особенное внимание уделяется теории остаточного магнитного поля и роли магнитного поля в процессе звездообразования.

## Методы определения магнитного поля

### Эффект Зеемана

В отсутствие внешнего магнитного поля энергетические уровни тонкой структуры атомов не зависят от полного момента импульса  $\mathbf{M}$  и являются вырожденными. В магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B}$  вырождение снимается и уровни тонкой структуры расщепляются на  $2j + 1$  эквидистантных уровней, где  $j$  — квантовое число полного углового момента. Разность энергий расщепленных подуровней (см. [1])

$$\Delta\epsilon = \pm\mu gMB, \quad M = 0, 1, \dots, j, \quad (1)$$

где  $\mu = 7 \times 10^{-21}$  эрг  $\cdot$  с $^{-1}$  — магнетон Бора;  $g$  — фактор расщепления Ланде, учитывающий спин.

В простейшем случае одинаковых факторов Ланде верхнего и нижнего уровней возникает нормальный эффект Зеемана с расщеплением спектральных линий на три компонента. В более общем случае аномального эффекта число компонентов может значительно возрасти. Несмещенный  $\pi$ -компонент триплета линейно поляризован по полю,  $\sigma$ -компоненты поляризованы эллиптически в плоскости, перпендикулярной полю.

При наблюдении вдоль поля (продольный эффект Зеемана) регистрируется дублет из двух  $\sigma$ -компонентов, поляризованных по кругу во взаимно противоположных направлениях. Величина расщепления

$$\Delta\lambda_B = 0.47g\lambda^2 \frac{B}{10^{-6}} \text{ см.} \quad (2)$$

В направлении, перпендикулярном полю, наблюдатель должен регистрировать линейно-поляризованные  $\pi$ - и  $\sigma$ -компоненты с примерно равными интенсивностями.

С помощью регистрации зеемановского расщепления спектральных линий измеряется магнитное поле межзвездных облаков как ло-

кальных областей с размерами порядка линейного разрешения радиотелескопа. В линиях нейтрального водорода  $\lambda = 21$  см наблюдается нормальный эффект Зеемана, в линиях гидроксила OH — аномальный. В условиях межзвездной среды зеемановское расщепление настолько мало, что его можно исследовать лишь фотоэлектрически с помощью современных многоканальных приемников. Величина расщепления циркулярно-поляризованных  $\sigma$ -компонентов определяется V-параметром Стокса, расщепление линейно поляризованных компонентов — параметрами Стокса Q и U.

### Фарадеевское вращение плоскости поляризации

Эффект Фарадея — поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося в магнитоактивной плазме. Эффект Фарадея объясняется следующим образом. Линейно поляризованная волна, распространяющаяся в плазме во внешнем магнитном поле, распадается на две волны с левой и правой круговыми поляризациями. Лево- и правополяризованные волны имеют различные показатели преломления (т. е. по-разному поглощаются в среде) и поэтому распространяются с разной скоростью. Разность фаз между ними при прохождении некоторого пути  $L$  в веществе изменяется, и плоскость поляризации результирующего линейно поляризованного света поворачивается на угол [1]

$$\psi = \lambda^2 \text{RM}, \quad (3)$$

$$\text{RM} = \frac{e^3}{2\pi (m_e c)^2} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl, \quad (4)$$

где  $B_{\parallel}$  — проекция вектора магнитного поля на луч зрения;  $L$  — расстояние между источником излучения и наблюдателем. При типичных параметрах межзвездной среды мера вращения плоскости поляризации

$$\text{RM} = 0.81 \left( \frac{\overline{n_e}}{1 \text{ см}^{-3}} \right) \left( \frac{\overline{B_{\parallel}}}{1 \text{ мкГс}} \right) \text{ рад} \cdot \text{м}^2, \quad (5)$$

где  $\overline{n_e}$  и  $\overline{B_{\parallel}}$  — средние по лучу зрения концентрация электронов и продольный компонент магнитного поля.

Угол поворота может быть большим для радиоволн с длиной волны  $\lambda > 1$  см, исходящих от источников, находящихся на галактических расстояниях. Чтобы определить из (5) среднюю интенсивность

магнитного поля, необходимо знать расстояние  $L$  и электронную концентрацию. Меру вращения можно измерять для внегалактических радиисточников и пульсаров. Наблюдения пульсаров позволяют определить меру дисперсии (см. [2])

$$\text{DM} = \int_0^L n_e dl, \quad (6)$$

связывающую относительное запаздывание сигналов различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ :

$$\Delta t_{12} = \frac{e^2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{2\pi m_e c^2} \text{DM}. \quad (7)$$

Одновременное измерение запаздывания и разности углов поворота плоскости поляризации позволяет определить интенсивность продольного компонента магнитного поля,

$$\overline{B_{\parallel}} = 0.2 \frac{\psi_1 - \psi_2}{\Delta t_{12}}. \quad (8)$$

Сложность в применении данного метода обусловлена необходимостью учета неоднородностей электронной концентрации и магнитного поля по лучу зрения, а также вкладов самого источника. Проблемой также является неоднозначность определения углов  $\psi$ .

### Синхротронное излучение

Синхротронное излучение представляет собой излучение релятивистских электронов, движущихся в магнитном поле. Коэффициент излучения электронов с показателем излучения  $\gamma$  определяется лишь частотой и перпендикулярным к лучу зрения компонентом магнитного поля [3]

$$\sigma_1 = A(\gamma) \nu^{-\frac{\gamma+1}{2}} B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}}, \quad (9)$$

где  $A$  — константа, зависящая от  $\gamma$ . Непосредственное применение формулы (9) дает грубую оценку  $B_{\perp}$  вследствие неточного определения плотности релятивистских электронов и показателя спектра  $\gamma$ , а также трудностей, связанных с измерением монохроматической интенсивности синхротронного излучения.

Часто для оценки величины магнитного поля в источниках синхротронного излучения используется предположение о равномерном распределении энергии между релятивистскими частицами и магнитным полем.

Более точные оценки интенсивности крупномасштабного магнитного поля можно получить по поляризации синхротронного излучения. Синхротронное излучение ансамбля электронов линейно поляризовано в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

В идеально однородном магнитном поле степень линейной поляризации,  $p_0 = \frac{\gamma+1}{\gamma+3}$ , может достигать  $\approx 70\%$  при  $\gamma = 2.7$ . Наблюдаемая поляризация зависит от угла  $\psi$  между однородным компонентом магнитного поля и лучом зрения, а также от компонента хаотического поля. Приблизительно  $p = \frac{p_0 E_{mr}}{E_m}$ , где  $E_{mr}$  — энергия регулярного магнитного поля с произвольно направленными силовыми линиями;  $E_m$  — полная энергия магнитного поля,  $E_m = E_{mr} + E_{mt}$ ;  $E_{mt}$  — энергия хаотического поля. В случае  $\psi = 0$  обычно наблюдается степень поляризации  $p \approx 10\text{--}30\%$ .

Максимальная степень поляризации,  $p_0$ , уменьшается фарадеевским вращением плоскости поляризации внутри источника вследствие того, что излучение, возникающее в различных глубинах, испытывает поворот плоскости поляризации на разные углы.

Кроме того, при анизотропном распределении электронов по скоростям возникает небольшая круговая поляризация синхротронного излучения с  $p \approx 0.5\%$ .

## Поляризационное картирование

Звездный свет, рассеиваемый несферическими пылинками, ориентированными магнитным полем, является линейно поляризованным. Ориентация электрического вектора поляризации света дает представление о проекциях магнитных силовых линий на картинную плоскость.

Механизмы ориентации пылинок зависят от их свойств. Ферромагнитные пылинки выстраиваются по полю большой осью подобно железным опилкам. У парамагнитных пылинок в столкновительном газе по полю ориентируется наименьшая ось. Космическая пыль считается парамагнетиком, несмотря на то что имеет кристаллическую структуру.

Механизм парамагнитной релаксации Дэвиса—Гринштейна ориентирует основную ось вращения пылинок по полю за время (см. [4])

$$\tau_r = \frac{I}{VB_{\perp}^2 \kappa}, \quad (10)$$

где  $I$  — угловой момент относительно основной оси вращения пылинки;  $V$  — ее объем;  $B_{\perp}$  — поперечный компонент магнитного поля;  $\kappa$  — величина мнимой части магнитной восприимчивости пылинок. В условиях равномерного распределения энергии при столкновениях основной осью пылинки оказывается короткая ось с максимальным моментом инерции.

Столкновения пылинок с частицами окружающего газа приводят к нарушению параллелизма основной оси вращения и направления магнитного поля с характерным временем столкновений

$$\tau_{\text{col}} = \frac{I}{v_t \rho V^{4/3}}, \quad (11)$$

где  $v_t$  и  $\rho$  — тепловая скорость и плотность газа.

Механизм Дэвиса—Гринштейна работает, если температура пыли  $T_d$  не равна температуре газа  $T$ . Если  $T_d < T$ , то векторы поляризации излучения параллельны  $\vec{B}_{\perp}$ , иначе — антипараллельны.

Распределения векторов поляризации света звезд, затмеваемых газопылевыми облаками, позволяет построить карту проекций магнитных линий на картинную плоскость, что дает некоторое представление о геометрии магнитного поля локальных образований. Можно получить грубую оценку нижнего предела  $B_{\perp}$ , поскольку равенство  $\tau_r = \tau_{\text{col}}$  определяет поле насыщения  $B_s$ , при достижении которого дальнейшее возрастание  $B_{\perp}$  не приводит к росту степени поляризации,

$$B_s = 6n^{1/2} \left( \frac{a}{0.15 \text{ мкм}} \right) \left( \frac{T}{10 \text{ К}} \right)^{1/4} \left( \frac{T_d}{10 \text{ К}} \right)^{1/2} \text{ мкГс}. \quad (12)$$

### Остаточная намагниченность метеоритов

Метеориты состоят из первичного вещества протосолнечной туманности. Хондриты содержат силикатные включения миллиметровых размеров (хондры), которые сформировались в результате кратковременных тепловых событий в протосолнечной туманности. Если в процессе охлаждения хондры находились во внешнем постоянном

магнитном поле, то они должны были приобрести термоостаточную намагниченность. Исследования остаточной намагниченности метеоритов дают косвенную оценку магнитного поля протосолнечной туманности.

### Эффект Голдрейха—Килафиса

Магнитное поле вызывает расщепление вращательных уровней молекул. Различие в населенностях расщепленных уровней приводит к частичной линейной поляризации излучения [5, 6]. В этой модели степень поляризации зависит от степени анизотропии, отношения скорости столкновительного возбуждения к скорости радиационного распада (т. е. отношения плотности газа к критической плотности), оптической толщины линии и угла между лучом зрения, направлением магнитного поля и предполагаемой осью симметрии поля скоростей.

### Магнитные поля космических объектов

В таблице приведены характерные значения напряженности магнитного поля некоторых космических объектов.

Интенсивность магнитного поля  $B$  некоторых космических объектов

Объект	$B$ , Гс
Межгалактическая среда	$< 10^{-9}$
Галактика	$2 \times 10^{-6}$
Молекулярные облака	$10^{-5}$
Ядра молекулярных облаков	$10^{-4}$
Протосолнечная туманность	$0.01-1$
Звезды типа Т Тельца	$1\,000-3\,000$
Земля	$1$
Белые карлики	$10^5-10^8$
Нейтронные звезды	$10^{12}-10^{14}$

Таблица показывает, что магнитное поле повсеместно присутствует в космосе — от внегалактической среды до звезд различных типов и планет.

Крупномасштабное магнитное поле Галактики исследуется с помощью определения мер вращения, построение поляризационных карт и карт радиояркости синхротронного излучения. По данным о мерах вращения внегалактических радиоисточников магнитное поле Галактики параллельно диску и в окрестности Солнца направлено в точку с координатами  $l_0 \approx 90^\circ$  и  $b_0 = 0^\circ$ . Глобальное магнитное поле состоит из азимутального регулярного поля и хаотического компонента примерно равных интенсивностей, близких к значению 2—3 мкГс. Распределение крупномасштабного компонента почти полностью повторяет распределение космических лучей. Оценки шкалы хаотического поля колеблутся между значениями 50 и 250 пк.

Интенсивность продольного компонента магнитного поля молекулярных облаков определяется с помощью измерения зеемановского расщепления линий ОН. Поляризационное картирование теплового излучения Галактики с помощью обсерватории Planck показало, что в разреженных молекулярных волокнах магнитное поле направлено вдоль их оси, в плотных — поперек [7].

Отдельные ядра молекулярных облаков (протозвездные облака) имеют крупномасштабное магнитное поле с геометрией типа «песочные часы» [8]. Как показывают измерения эффекта Зеемана в линиях 21 см и молекул ОН, интенсивность магнитного поля ядер молекулярных облаков порядка  $10^{-4}$  Гс соответствует отношению масса—поток в два раза больше критического [9].

Магнитное поле молодых звезд типа Т Тельца определяется по эффекту Зеемана в оптических линиях. Оно является преимущественно дипольным и уменьшается с возрастом [10].

Работы по поляризационному картированию аккреционных дисков звезд типа Т Тельца и Ae/Be Хербига с пространственным разрешением порядка 50 а. е. показали, что в протопланетных дисках молодых звезд магнитное поле может иметь сложную геометрию [11]. Одной из проблем в данном направлении является разделение вкладов рассеяния на пылинках и излучения пылинок, ориентированных магнитным полем диска, в поляризацию излучения молодых звездных объектов (см. обсуждение в работе Стефенса и др. [12]).

Открытым остается вопрос об интенсивности магнитного поля аккреционных и протопланетных дисков. На данный момент имеется единственная оценка  $B \sim 1$  кГс по измерению зеемановского расщепления линий в объекте FU Ori [13]. Косвенные данные, полу-



ченные из измерения остаточной намагниченности метеоритов, указывают на то, что интенсивность магнитного поля в протосолнечной туманности составляет 0.01—1 Гс на расстоянии 3 а. е. [14, 15].

Высокоскоростные коллимированные струи (джеты) и медленные молекулярные истечения из аккреционных дисков молодых звезд обычно интерпретируются в рамках моделей дисков с крупномасштабным магнитным полем (см. обзор [16]). Как предполагается, истечения образуются за счет механизма Блэндфорда и Пэйна (1982) при условии, что в диске присутствует крупномасштабное магнитное поле, линии которого наклонены под углом более тридцати градусов к оси вращения диска. Джеты, вероятно, образуются во внутренних частях аккреционных дисков при взаимодействии магнитного поля звезды и диска.

## Происхождение космического магнитного поля

### Батарея Бирмана

Градиент давления электронов в плазме приводит к возникновению электрического поля

$$\mathbf{E} = -\frac{\nabla p_e}{n_e e}. \quad (13)$$

Если концентрация электронов  $n_e$  неоднородна, то поле  $\mathbf{E}$  не будет потенциальным ( $\text{rot } \mathbf{E} \neq 0$ ), возникнет замкнутый ток, который приведет к появлению магнитного поля. Таким образом, разделение зарядов в плазме в случае, когда градиенты плотности и давления (температуры) не коллинеарны, приводит к генерации магнитного поля. Это так называемая «батарея Бирмана» [17, 18]. Уравнение индукции с учетом батарейного эффекта

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] - \frac{c}{en_e^2} [\nabla n_e, \nabla p_e]. \quad (14)$$

Батарея Бирмана является основным и единственным механизмом генерации первичного магнитного поля при нулевых начальных условиях.

### Теория динамо

Механизм динамогенерации магнитного поля основан на явлении электромагнитной индукции [1, 19]. В космической среде в качестве

движущихся проводников выступает космическая плазма, поэтому динамо называется гидромагнитным. Гидромагнитное динамо описывает генерацию (самовозбуждение) магнитного поля из некоторого начального (затравочного) поля и длительное поддержание поля за счет энергии движения. Динамо привлекается не только для объяснения происхождения полей, но и их переменности.

Согласно теореме Каулинга магнитное поле не может генерироваться симметричным установившимся процессом. В основе теории динамо лежит рассмотрение несимметричных стационарных процессов.

Теория динамо должна включать решение полной системы МГД-уравнений, учитывающей обратное влияние магнитного поля на движение проводящей среды. Решение данной задачи связано с большими трудностями, поэтому к настоящему моменту хорошо разработана только теория кинематического динамо. В этом подходе ищется такое распределение скоростей, которое приводит к поддержанию магнитного поля за счет механизма динамо.

Можно выделить две фазы генерации магнитного поля. Первая фаза состоит в генерации тороидального магнитного потока из изначального полоидального магнитного поля. Вторая фаза — обратная связь, приводящая к поддержанию полоидального магнитного поля за счет тороидального.

К генерации тороидального поля приводит дифференциальное вращение космического тела. Это так называемый  $\Omega$ -эффект. Процесс генерации полоидального поля из тороидального связан с циклоничностью конвекции (или турбулентности) во вращающемся теле. Благодаря отсутствию симметрии возникает компонент электрического тока, направленный не перпендикулярно, а параллельно магнитному полю. Это явление называется  $\alpha$ -эффектом. В процессе эволюции происходит уменьшение масштаба поля до состояния, когда генерация поля уравнивается омической диссипацией.

### **Остаточное магнитное поле**

Гипотеза остаточного магнитного поля была высказана Каулингом [20], который показал, что время омической диссипации магнитного поля звезд превышает время их эволюции. Исходя из этой оценки, Каулинг предположил, что магнитное поле звезд может быть остатком магнитного поля родительских протозвездных облаков. При условии сохранения магнитного потока интенсивность маг-

нитного поля растет в процессе гравитационного коллапса протозвездного облака. В этом случае остаточные магнитные потоки звезд превышают наблюдаемые в  $10^3$ – $10^4$  раз [21, 22]. Решением данной проблемы магнитного потока является учет диссипации магнитного потока за счет омической и амбиполярной диффузии, что впервые обсуждалось в работах [23, 24].

Дальнейшие исследования превратили гипотезу остаточного магнитного поля в теорию, доказывающую, что по крайней мере магнитное поле молодых звезд имеет остаточную природу. Теория остаточного магнитного поля основана на анализе данных наблюдений и численных расчетах звездообразования в протозвездных облаках с магнитным полем [25–28]. Базовые идеи изложены в [29–31].

Основной целью теории остаточного магнитного поля является исследование эволюции магнитного потока протозвездных облаков за счет индукционного усиления в процессе коллапса и диссипации из-за омической и амбиполярной диффузии. Для этого используется система МГД-уравнений в двухжидкостном приближении с учетом омической и амбиполярной диффузии. Рассматриваются ионизация космическими лучами, рентгеновским излучением, радиоактивными элементами, лучистые рекомбинации и рекомбинации на пылинках, тепловая ионизация.

Расчеты показывают, что на изотермической стадии коллапса магнитное поле заморожено в газ и, как следствие, приобретает квазирadiaльную геометрию. Омическая и амбиполярная диффузия развиваются после образования непрозрачного ядра. В интервале плотностей  $[10^5, 10^9]n_0$ , где  $n_0$  — начальная плотность, происходит эффективная диссипация магнитного поля. Адиабатический нагрев ядра восстанавливает замороженность магнитного поля после того, как температура достигает 4 000–5 000 К. Интенсивность магнитного поля на поверхности образующихся звезд зависит от эффективности поглощения космических лучей («оптической» толщины  $\tau_{CR}$ ), содержания радиоактивных элементов ( $Z_{RE}$ ), содержания ( $X_d$ ), размеров ( $a_d$ ) и химического состава пылевых частиц,

$$B_s = B_{s0} \left( \frac{M}{1 M_\odot} \right)^{0.25-0.35} f(\tau_{CR}, Z_{RE}, X_d, a_d). \quad (15)$$

При параметрах, типичных для областей звездообразования,  $B_{s0} = 10$ – $100$  Гс для нормальных звезд и  $B_{s0} \leq 2\,000$ – $3\,000$  Гс для магнитных звезд, формирующихся в облаках с сильным магнитным полем, вблизи источников интенсивного ионизирующего излучения.

## Магнитное поле и звездообразование

Анализ наблюдательных данных показывает, что существует корреляция между напряженностью магнитного поля и плотностью газа в межзвездной среде:

$$B = B_0 \left( \frac{n}{n_0} \right)^{k_B}, \quad (16)$$

где параметры  $B_0$  и  $n_0$  связываются с начальными условиями звездообразования. Данные наблюдений для областей с  $n = 1 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$  описываются формулой (16) при следующих параметрах [29]:

$$B_0 = 5 \text{ мкГс}, \quad n_0 = 50 - 200 \text{ см}^{-3}, \quad k_B = 1/2 - 2/3. \quad (17)$$

Анализ корреляции «магнитное поле—плотность» показывает, что магнитное поле играет определяющую роль в эволюции межзвездных облаков. В межзвездной среде с  $n \leq 100 \text{ см}^{-3}$  магнитное поле полностью управляет течением газа ( $k_B = 0$ , сжатие вдоль линий магнитного поля). Облака с  $n = 50 - 10^4 \text{ см}^{-3}$  могут являться результатом магнитостатического сжатия ( $k_B = 1/2$ ). В более плотных облаках действие магнитного поля ослабляется. Амбиполярная диффузия замедляет рост интенсивности поля ( $k_B = 2/5$ ), а после ослабления роли магнитного поля, при  $\beta > 1$ , переводит облако в режим изотропного сжатия с  $k_B = 2/3$ .

Численные расчеты коллапса показывают, что при интенсивности начального магнитного поля облаков, соответствующей наблюдениям, магнитное торможение — отвод углового момента торсионными альвеновскими волнами — препятствует образованию протозвездных дисков, находящихся в центробежном равновесии [32]. К настоящему моменту предложено несколько механизмов, которые могут ослаблять магнитное торможение: омическая диффузия, амбиполярная диффузия, турбулентность в облаке и др. (см. обзор [33]). В силу того что разные коллективы авторов используют различные постановки задачи и численные коды, выяснить, какой из механизмов является доминирующим, пока не удалось.

## Магнитные поля аккреционных дисков молодых звезд

Эволюция магнитного поля аккреционных дисков определяется индукционным усилением поля в процессе аккреции, диссипацией

поля из-за конечной проводимости плазмы и действием различных неустойчивостей.

На основе кинематического подхода с предписанным однородным коэффициентом диффузии Лубов и др. [34] обнаружили, что турбулентная диффузия ограничивает усиление слабого полоидального магнитного поля и, как следствие, образование истечений в вязких аккреционных дисках. Гуилет и Огильви [35] рассмотрели зависимость скорости адвекции поля от начальной интенсивности поля и пришли к выводу, что слабое магнитное поле с плазменным параметром  $\beta \gg 1$  будет адвектировать более эффективно, чем сильное поле ( $\beta < 1$ ), даже в случае, когда коэффициент турбулентной диффузии сравним по величине с турбулентной вязкостью. Лавлейс и др. [36] исследовали вертикальную структуру турбулентных аккреционных дисков и обнаружили, что усиление магнитного поля и образование истечений возможны при условии, что поверхностные слои диска ламинарны и имеют высокую проводимость. Окудзumi и др. [37] получили стационарное решение для радиального профиля полоидального магнитного поля,  $B \propto r^{-2}$  в диске с однородной предписанной проводимостью. Рейес-Руиз и Степински [38] показали, что дифференциальное вращение в диске приводит к генерации тороидального магнитного поля, интенсивность которого превышает интенсивность полоидального магнитного поля в случае, когда магнитное поле заморожено в газ.

Аккреционные диски молодых звезд имеют неоднородную ионизационную структуру. Основным источником ионизации являются космические лучи и рентгеновское излучение. Они эффективно ионизируют только поверхностные слои дисков [39, 40]. Вблизи экваториальной плоскости образуется область низкой степени ионизации, которая называется «мертвой» зоной. Степень ионизации может опускаться до минимального значения  $\sim 10^{-15}$ , которое поддерживается ионизацией за счет распада радиоактивных элементов. В аккреционных дисках звезд типа Т Тельца «мертвая» зона расположена в области от 1 до 10–20 а. е. Размер «мертвой» зоны зависит от параметров пылинок и интенсивности ионизирующего излучения [41, 42].

В «мертвых» зонах рост магнитного поля ограничивается омической и амбиполярной диффузией. Дудоров и Хайбрахманов [42–44] разработали МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд с остаточным крупномасштабным магнитным полем с учетом основных ионизационных и рекомбинационных процессов, омической и

амбиоплярной диффузии. Модель основана на приближениях Шакуры и Сюняева [45, 46]. В дальнейшем модель была развита для учета магнитной плавучести [47] и эффекта Холла [48].

Расчеты показывают, что магнитное поле в аккреционных дисках молодых звезд имеет сложную геометрию. Оно является квази-азимутальным,  $B_\varphi \geq (B_z, B_r)$ , вблизи внутренней границы диска, где магнитное поле вмерзнуто в газ из-за эффективной тепловой ионизации. В этой области рост поля ограничивается магнитной плавучестью [47]. В «мертвых» зонах омическая диффузия ограничивает усиление поля, и оно сохраняет свою начальную квазиполоидальную геометрию,  $B_z \gg (B_r, B_\varphi)$ . Во внешних областях диска магнитная ambiopлярная диффузия ограничивает усиление радиального компонента поля и образование истечений. Магнитное поле является или квазиазимутальным, или квазирадialьным в зависимости от параметров пыли и интенсивности ионизационных процессов. Эффект Холла проявляется на границах «мертвых» зон и приводит к преобразованию тороидального магнитного поля в квазирадialьное.

Интенсивность магнитного поля вблизи внутренней границы диска, которая определяется магнитосферой звезды ( $r = 0.01$ — $0.05$  а. е.), составляет  $\sim (10$ — $300)$  Гс. Взаимодействие противоположно направленных полей диска и звезды вблизи границы магнитосферы может приводить к образованию токового слоя, который может обуславливать истечения из молодых звездных объектов и их рентгеновскую светимость [49]. На расстоянии  $r = 3$  а. е. интенсивность магнитного поля изменяется в диапазоне от  $0.01$  до  $0.1$  Гс, что согласуется с измерениями остаточной намагниченности метеоритов. Вблизи внешней границы диска ( $150$ — $700$  а. е.) интенсивность магнитного поля стремится к магнитному полю межзвездной среды  $\sim 10^{-3}$  Гс. Плазменный параметр не является постоянным в диске.

Геометрия магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд может качественно меняться в течение их эволюции [50]. Усиление начального однородного магнитного поля в диске происходит медленно. За время жизни аккреционных дисков молодых звезд ( $\sim 10$  млн лет) интенсивность увеличивается в пять раз по сравнению с начальным значением во внутренней части диска,  $r \sim 1$  а. е. Во внешней части диска,  $r \sim 100$  а. е. усиления вертикального магнитного поля практически не происходит. Генерация тороидального магнитного поля в диске происходит со скоростью порядка кеплеровской  $v_\varphi$ , а полоидальное поле усиливается с характерной ско-

ростью аккреции  $v_r$ . В аккреционных дисках  $v_r \ll v_\varphi$ , поэтому со временем магнитное поле приобретает квазиазимутальную геометрию. «Вытягивание» линий магнитного поля и происходит сначала во внутренней части диска, а затем на его периферии. Например, изначально однородное магнитное поле становится квазиазимутальным за  $\sim 1$  год на расстоянии 1 а. е. и за  $\sim 2000$  лет на 100 а. е.

Быстрый рост тороидального магнитного поля в областях высокой степени ионизации может быть ограничен магнитной плавучестью [47, 51]. Сильное тороидальное магнитное поле разбивается на отдельные магнитные силовые трубки, которые всплывают из диска под действием силы Архимеда и уносят избыток магнитного потока. Всплывающие магнитные силовые трубки могут обуславливать переменные истечения из аккреционных дисков со скоростями до 50 км/с и быть причиной инфракрасной переменности молодых звезд.

Вне «мертвых» зон давление магнитного поля препятствует развитию гравитационной неустойчивости [52]. Наиболее благоприятными с точки зрения образования протопланет являются внешние части «мертвых» зон, в которых влияние магнитного поля на гравитационную неустойчивость ослаблено диффузией, кроме того, ослаблена МГД-турбулентность и происходит испарение ледяных мантий пылинок, что способствует накоплению вещества.

## Заключение

Анализ наблюдательных данных показывает, что магнитное поле прослеживается практически во всех космических объектах и играет определяющую роль в образовании и эволюции структур в межзвездной среде. Круг вопросов, связанных с магнитными полями, касается всей астрофизики. В данной лекции основное внимание уделено роли магнитного поля в звездообразовании.

Первичное магнитное поле галактик, вероятно, появилось за счет батарейного эффекта Бирмана. Данное поле стало затравочным для работы гидромагнитного динамо в галактиках. Наблюдения показывают, что межзвездная среда в Галактике имеет волокнистую структуру. В разреженных молекулярных волокнах магнитное поле направлено вдоль их оси, в плотных — поперек. Волокна с перпендикулярным полем, вероятно, представляют собой диски (листы), видимые с ребра. Они являются результатом сжатия облака преимущественно вдоль линий магнитного поля [53].

Магнитный поток ядер молекулярных облаков частично сохраняется в процессе их коллапса и образования звезд, так что магнитное поле молодых звезд с аккреционными дисками является остаточным. Согласно теории остаточного поля все молодые звезды, до стадии развития конвективной неустойчивости, обладают остаточным магнитным полем. Остаточное поле может быть затравочным для механизма гидромагнитного динамо на последующих стадиях эволюции звезд.

Остаточное магнитное поле аккреционных дисков молодых звезд имеет сложную геометрию. Оно является квазиаимутальным во внутренних областях тепловой ионизации, квазиполоидальным внутри «мертвых» зон и квазирадialьным либо квазиаимутальным во внешних областях в зависимости от параметров пылевых гранул и интенсивности ионизирующего излучения. Данные предсказания могут быть проверены с помощью поляризационного картирования аккреционных дисков молодых звезд [48]. Однако интерпретация поляризации излучения пыли дисков неоднозначна. Поляризация может быть вызвана излучением пылинок, ориентированных магнитным полем диска, и/или рассеянием на пылинках. Во втором случае поляризация не связана с магнитным полем диска.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00193), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-01067) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (базовая часть госзадания, РК № АААА-А17-117030310283-7).

## Библиографические ссылки

1. Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д. Магнитные поля в астрофизике. — М.; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2006.
2. Засов А. В., Постнов К. А. Общая астрофизика. — 3 изд. — Фрязино : Век 2, 2016.
3. Гинзбург В. Д., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М. : Изд.-во Академии наук СССР, 1963.
4. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. — М. : Наука, 1979.
5. Goldreich P., Kylafis N. D. On mapping the magnetic field direction in molecular clouds by polarization measurements // *Astrophys. J.* — 1981. — Vol. 243. — P. L75—L78.



6. *Crutcher R. M.* Polarization measurements of molecular lines // *Astrophys. Space. Sci.* — 2008. — Vol. 313. — P. 141–144.
7. *Planck Collaboration, Adam R., Ade P. A. R. et al.* Planck intermediate results. XXXII. The relative orientation between the magnetic field and structures traced by interstellar dust // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 586. — P. A135. 1409.6728.
8. *Girart J. M., Rao R., Marrone D. P.* Magnetic Fields in the Formation of Sun-Like Stars // *Science.* — 2006. — Vol. 313. — P. 812–814. astro-ph/0609177.
9. *Troland T. H., Crutcher R. M.* Magnetic Fields in Dark Cloud Cores: Arecibo OH Zeeman Observations // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 680. — P. 457–465. 0802.2253.
10. *Yang H., Johns-Krull C. M.* Magnetic Field Measurements of T Tauri Stars in the Orion Nebula Cluster // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 729. — P. 83. 1102.3662.
11. *Li D., Telesco C. M., Zhang H. et al.* Mid-infrared polarization of Herbig Ae/Be discs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 473. — P. 1427–1437. 1708.08026.
12. *Stephens I. W., Yang H., Li Z.-Y. et al.* ALMA Reveals Transition of Polarization Pattern with Wavelength in HL Tau’s Disk // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 851. — P. 55. 1710.04670.
13. *Donati J.-F., Paletou F., Bouvier J., Ferreira J.* Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk // *Nature.* — 2005. — Vol. 438. — P. 466–469. astro-ph/0511695.
14. *Levy E. H.* Magnetic field in the primitive solar nebula // *Nature.* — 1978. — Vol. 276. — P. 481.
15. *Fu R. R., Weiss B. P., Lima E. A. et al.* Solar nebula magnetic fields recorded in the Semarkona meteorite // *Science.* — 2014. — Vol. 346. — P. 1089–1092.
16. *Frank A., Ray T. P., Cabrit S. et al.* Jets and Outflows from Star to Cloud: Observations Confront Theory // *Protostars and Planets VI.* — 2014. — P. 451–474. 1402.3553.
17. *Biermann L.* Über den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum (miteinem Anhang von A. Schluter) // *Zeitschrift Naturforschung. T. A.* — 1950. — Vol. 5. — P. 65.
18. *Kulsrud R. M., Zweibel E. G.* On the origin of cosmic magnetic fields // *Reports on Progress in Physics.* — 2008. — Vol. 71, № 4. — P. 046901. 0707.2783.
19. *Вайнштейн С. И.* Магнитные поля в космосе. — М. : Наука, 1983.

20. *Cowling T. G.* On the Sun's General Magnetic Field // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1945. — Vol. 105, № 3. — P. 166—174.
21. *Spitzer Lyman.* 20. Theoretical problems of stellar magnetism // Symposium — International Astronomical Union. — 1958. — Vol. 6. — P. 169—181.
22. *Mestel L.* “Fossil” Magnetic Fields and the Oblique-Rotator Model // Magnetic and Related Stars / ed. by R. C. Cameron. — 1967. — P. 101.
23. *Mestel L., Spitzer L., Jr.* Star Formation in Magnetic Dust Clouds // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1956. — Vol. 116, № 5. — P. 503—514.
24. *Spitzer L.* Diffuse matter in space. — 1968.
25. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков. 1. Численный метод расчета // Научные информации. — 1981. — Т. 49. — С. 114.
26. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков. 2. Роль магнитного поля // Научные информации. — 1982. — Т. 50. — С. 98—112.
27. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков. 3. Проблема углового момента // Научные информации. — 1983. — Т. 52. — С. 29.
28. *Дудоров А. Е., Сазонов Ю. В.* Гидродинамика коллапса межзвездных облаков. 4. Степень ионизации и амбиполярная диффузия // Научные информации. — 1987. — Т. 63. — С. 68.
29. *Дудоров А. Е.* Свойства иерархии межзвездных магнитных облаков // Астрон. журн. — 1991. — Т. 68. — С. 695—713.
30. *Дудоров А. Е.* Остаточное магнитное поле в звездах типа Т Тельца // Астрон. журн. — 1995. — Т. 72, № 6. — С. 884.
31. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Theory of fossil magnetic field // Advances in Space Research. — 2015. — Vol. 55. — P. 843—850. 1406.4663.
32. *Allen A., Li Z.-Y., Shu F. H.* Collapse of Magnetized Singular Isothermal Toroids. II. Rotation and Magnetic Braking // Astrophys. J. — 2003. — Vol. 599. — P. 363—379. astro-ph/0311377.
33. *Li Z.-Y., Banerjee R., Pudritz R. E. et al.* The Earliest Stages of Star and Planet Formation: Core Collapse, and the Formation of Disks and Outflows // Protostars and Planets VI. — 2014. — P. 173—194. 1401.2219.
34. *Lubow S. H., Papaloizou J. C. B., Pringle J. E.* Magnetic field dragging in accretion discs // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1994. — Vol. 267. — P. 235—240.
35. *Guilet J., Ogilvie G. I.* Global evolution of the magnetic field in a thin disc and its consequences for protoplanetary systems // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 441. — P. 852—868. 1403.3732.

36. *Lovelace R. V. E., Rothstein D. M., Bisnovatyi-Kogan G. S.* Advection/Diffusion of Large-Scale B Field in Accretion Disks // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 701. — P. 885–890. 0906.0345.
37. *Okuzumi S., Takeuchi T., Muto T.* Radial Transport of Large-scale Magnetic Fields in Accretion Disks. I. Steady Solutions and an Upper Limit on the Vertical Field Strength // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 785. — P. 127. 1310.7446.
38. *Reyes-Ruiz M., Stepinski T. F.* Axisymmetric two-dimensional computation of magnetic field dragging in accretion disks // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 459. — P. 653–665.
39. *Gammie C. F.* Layered accretion in T Tauri disks // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 457. — P. 355–362.
40. *Igea J., Glassgold A. E.* X-ray ionization of protoplanetary disks // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 480. — P. 344–350.
41. *Sano T., Miyama S. M., Umebayashi T., Nakano T.* Magnetorotational Instability in Protoplanetary Disks. II. Ionization State and Unstable Regions // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 543. — P. 486–501. astro-ph/0005464.
42. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Ap&SS.* — 2014. — Vol. 352. — P. 103–121. 1403.5513.
43. *Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.* Кинематическая МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд. Аналитическое решение // *Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика.* — 2013. — № 9 (300). — С. 27–39.
44. *Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.* Кинематическая МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд. Численные расчеты // *Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика.* — 2013. — № 9 (300). — С. 40–52.
45. *Shakura N. I.* Disk Model of Gas Accretion on a Relativistic Star in a Close Binary System // *Астрон. журн.* — 1972. — Vol. 49. — P. 921.
46. *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* — 1973. — Vol. 24. — P. 337–355.
47. *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Magnetic field buoyancy in accretion disks of young stars // *PEPAN Letters.* — 2017. — Vol. 14, № 6. — P. 882–885.
48. *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Parfenov S. Y., Sobolev A. M.* Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect // *MNRAS.* — 2017. — Vol. 464. — P. 586–598. 1609.03969.
49. *Khaibrakhmanov S., Dudorov A.* Outflows and particle acceleration in the accretion disks of young stars // *European Physical Journal Web of Conferences.* — 2018. — Accepted.

50. *Хайбрахманов С. А.* Эволюция остаточного магнитного поля в аккреционных дисках молодых звезд // Изв. Глав. астроном. обсерватории в Пулковке. — 2016. — № 224. — С. 97—106.
51. *Khaibrakhmanov S., Dudorov A., Sobolev A.* Dynamics of magnetic flux tubes and IR-variability of young stellar objects // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2018. — Vol. 18. — P. 090. 1712.09094.
52. *Дудоров А. Е., Сунатов Д. И., Хайбрахманов С. А.* О формировании протопланет в аккреционных дисках молодых звезд с остаточным магнитным полем // Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика. — 2015. — № 7 (362). — С. 11—20.
53. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // Open Astronomy. — 2017. — Vol. 26. — P. 285—292.